Volume 13 Juin 1934 Numéro 150

L'ONDE ÉLECTRIQUE

RADIOÉLECTRICITÉ ET SES APPLICATIONS
SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES

BULLETIN DE LA
SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

Constantes de temps, durées d'établissement, décréments, par R. MESNY.

Sur l'application des diagrammes vectoriels à l'étude des filtres électriques, par A. HARKÉVITCH.

Étude sur la propagation des ondes très courtes dans les tunnels, par A. ARENBERG et W. PEICIKOV.

Liaison sur ondes courtes aux distances de 100 à 1000 kilomètres, par V. KOLESNIKOV.

Société des Radioélélectriciens.

Analyses.

ÉTIENNE CHIRON, Éditeur, 40, rue de Seine, PARIS (VI[e])

La Rédaction décline toute responsabilité en ce qui concerne la teneur des articles publiés, les auteurs assumant l'entière responsabilité de ce qui paraît sous leur signature.

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue mensuelle publiée par la Société des Radioélectriciens

(Ancienne Société des Amis de la T. S. F.)

ABONNEMENT D'UN AN	Etienne CHIRON	PRIX
France..... 60 fr.	ÉDITEUR	DU NUMÉRO : 6 fr.
Étranger (tarif faible. 70 fr. / tarif fort.. 80 fr.)	40, rue de Seine-PARIS	Tél. : DANTON 47-56
	CHÈQUES POSTAUX : PARIS 53-35	

SOCIÉTÉ DES RADIOELECTRICIENS

Adresser la correspondance administrative et technique au

Secrétariat de la S. R. E.

14, avenue Pierre-Larousse

Malakoff (Seine)

Paiement des cotisations à

M. COLMANT, trésorier

4, rue Alfred, Clamart (Seine)

Compte de chèques postaux n° 697-38

Les correspondants sont priés de rappeler chaque fois le numéro d'inscription porté sur leur carte.

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 2 francs par revue à toute demande.

EXTRAIT DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société des Radioélectriciens a pour but :

1° De contribuer à l'avancement de la radiotélégraphie théorique et appliquée ainsi qu'à celui des sciences et industries qui s'y rattachent :

2° D'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité.

. . . . . .

Elle tient des réunions destinées à l'exposition et à la discussion des questions concernant la radiotélégraphie et tout ce qui s'y rattache.

. . . . . .

Elle s'interdit toute ingérence dans les entreprises industrielles ou commerciales quelconques, autres que celles qui concernent son administration propre.

. . . . . .

ART. 2. — La Société se compose de membres titulaires, — dont certains en qualité de membres bienfaiteurs ou de membres donateurs, — et de membres d'honneur.

Pour devenir membre titulaire de la Société, il faut :

1° Adresser au président une demande écrite appuyée par un membre de la Société ;

2° Être agréé par le Bureau de la Société.

. . . . . .

Tout membre titulaire qui aura pris l'engagement de verser pendant cinq années consécutives une subvention annuelle d'au moins 1.000 francs pour favoriser les études et publications scientifiques ou techniques entreprises par la Société recevra le titre de membre bienfaiteur.

Ceux qui, parmi les membres titulaires, auront fait don à la Société, en dehors de leur cotisation, d'une somme de 300 francs au moins, seront inscrits en qualité de donateurs.

. . . . . .

Les membres titulaires reçoivent une publication périodique ayant un caractère technique.

Cette publication leur est adressée gratuitement.

Toutefois les membres résidant à l'étranger doivent verser en sus de leur cotisation annuelle une somme destinée à couvrir le supplément de frais postaux, somme qui sera déterminée par le Bureau.

. . . . . .

MONTANTS DES COTISATIONS

Les cotisations annuelles sont ainsi fixées

Particuliers . . . . . 50 fr.

Sociétés ou collectivités. . . . . 200 fr.

Les cotisations peuvent être rachetées moyennant le paiement immédiat de quinze annuités.

La cotisation des membres titulaires âgés de moins de 21 ans, en cours d'études ou de préparation professionnelle, peut sur demande être ramenée à 30 francs.

Les membres résidant à l'étranger doivent verser en plus pour couvrir le supplément de frais postaux la somme de 15 fr.

Cette somme sera diminuée de moitié si le pays de leur résidence a adhéré à la Convention de Stockholm (se renseigner à la Poste).

L'envoi de la carte de membre tient lieu de reçu de la somme envoyée. En cas de non admission d'un candidat, la somme versée lui est retournée.

Vol. 13 JUIN 1934 N° 150

CONSTANTES DE TEMPS, DURÉES D'ÉTABLISSEMENT, DÉCRÉMENTS

par René MESNY

Professeur à l'École Supérieure d'Électricité.

SOMMAIRE

L'auteur examine les résultats discordants indiqués dans des articles précédents au sujet de la constante de temps d'un système de plusieurs lampes amplificatrices en série : il montre que le désaccord provient de ce que les définitions adoptées pour la constante de temps sont différentes. Il en profite pour signaler que la définition qui convient à un circuit simple n'a plus de sens quand on l'applique à un ensemble de circuits et qu'il faudrait en adopter une autre, plus générale. D'autre part, il met en lumière une propriété intéressante du décrément pour des circuits également soignés : son indépendance approximative de la fréquence.

1. Définition de la constante de temps. — Dans un article récent[1] M. Fayard a calculé la durée d'établissement d'un courant alternatif dans un système de n circuits d'amplification identiques, montés en série; il aboutit à cette conclusion que la constante de temps θ_n d'un tel système est très inférieure à n fois la valeur θ_1 de celle d'un seul circuit. Il oppose ce résultat à celui mentionné par d'autres auteurs.

Nous nous proposons de montrer :

que cette divergence provient de ce que la définition adoptée par les auteurs n'est pas la même;

que la notion généralement admise de la constante de temps ne convient qu'exceptionnellement au phénomène qu'on lui demande de caractériser, à savoir : la durée d'établissement ou d'évanouissement d'un courant.

On sait que si on applique une force électromotrice E sin ωt à

1. Fayard (G.). Constante de temps et sélectivité. *Onde Elec.*, **13**, 1934, pp. 225.

un circuit simple, accordé sur la pulsation ω, le courant s'établit suivant la loi :

$$i = I\,(1 - e^{-at}) \sin \omega t \qquad (1)$$

où a est le coefficient d'amortissement $\frac{R}{2L}$.

Si l'on supprime la force électromotrice, le courant s'évanouit conformément à la relation

$$i = Ie^{-at} \sin \omega t. \qquad (2)$$

On définit la constante de temps θ_1 *comme le temps nécessaire pour que le courant tombe de la valeur 1 à la valeur* $1/e$. D'où

$$\theta_1 = \frac{1}{a} = \frac{2L}{R}.$$

La formule (2) peut alors s'écrire

$$i = Ie^{-\frac{t}{\theta_1}} \sin \omega t, \qquad (3)$$

et comme $e^{-3} = 0{,}05$ et $e^{-4} = 0{,}018$, on en conclut qu'un courant s'évanouit (ou s'établit) pratiquement dans une durée de 3 à $4\theta_1$.

Dans ce cas, la quantité θ_1 renseigne exactement sur la durée d'établissement ou d'évanouissement; mais dès que l'on passe d'un circuit simple à un système de circuits, les lois 1 et 2 ne sont plus applicables; ce n'est plus la fonction exponentielle qui s'introduit, elle est remplacée par une fonction quelconque $\varphi(t)$ telle que $\varphi(0) = 1$, et l'on a :

$$i = I\varphi(t) \sin \omega t, \qquad (4)$$

D'une façon générale, on a coutume, pour ramener les phénomènes qui se produisent dans un système à ceux bien connus des circuits simples, de chercher à déterminer les éléments d'un circuit simple qui donnerait lieu aux mêmes phénomènes; ce circuit est ce qu'on appelle le *circuit équivalent* au système. Cette méthode est très féconde, mais elle impose des réserves; elle n'est pas universellement applicable; le circuit équivalent peut posséder quelques propriétés du système, il ne saurait les posséder toutes.

Pour employer ce procédé dans le cas des constantes de temps,

définies comme ci-dessus, il faut chercher la quantité Θ qui satisfait à la relation

$$\varphi(\Theta) = 1/e. \tag{5}$$

Quand on la connaîtra, on saura que le courant i passe de 1 à $1/e$ dans le temps Θ; mais cette durée n'aura en général aucun intérêt; ce qu'il est utile de connaître, c'est le temps Θ' au bout duquel $\varphi(t)$ devient négligeable vis-à-vis de l'unité, et il n'existe aucune raison pour que $\varphi(4\Theta)$ soit très petit, comme l'est $e^{-\frac{4\Theta}{\Theta}}$.

Si, d'autre part, ne conservant de la notion de constante de temps que l'idée qu'elle doit caractériser la durée d'établissement, on la définit par les conditions :

$e^{-a\theta_1} = \varepsilon$ pour un seul circuit, $\varphi(\Theta') = \varepsilon$ pour le système, ε étant un nombre $\ll 1$, par exemple 0,05, le temps Θ' reprendra son intérêt pratique, mais il n'y aura encore aucune raison pour que le rapport $\frac{\Theta'}{\theta_1'}$ soit le même que le rapport $\frac{\Theta}{\theta_1}$.

2. Cas de n circuits couplés par lampes en série. — Considérons maintenant le cas de n circuits amplificateurs couplés en série; ce cas a été traité par MM. Rocard et Fayard[1]. Le premier suppose la résistance interne des lampes suffisamment grande pour que l'on puisse négliger les variations de tension de plaque sous l'influence du passage du courant de plaque dans la résistance d'utilisation; le second tient compte de cette variation. Ils aboutissent tous deux à la même expression :

$$\varphi(t) = e^{-\frac{t}{\theta_1}}\left[1 + \frac{1}{1}\frac{t}{\theta_1} + \frac{1}{1.2}\frac{t^2}{\theta_1^2} + \cdots + \frac{1}{(n-1)!}\frac{t^{n-1}}{\theta_1^{n-1}}\right]$$

dans laquelle $\theta_1 = \frac{2L}{R}$, L et R étant la self-induction et la résistance communes à tous les circuits. Dans l'étude de M. Fayard, la quantité θ_1 n'est pas mise en évidence, il utilise une notation assez spéciale, mais on s'assurera facilement que son expression

1. Rocard (Y.). Régimes transitoires et constantes de temps. *Onde Elec.*, **12**, 1933, 272-296 et 339-363. Voir en particulier formule 82, p. 292. — Fayard (G.), *loc. cit.*

$\frac{\pi n}{s}(1+p)$ n'est autre chose que $\frac{R + \frac{L^2\omega^2}{\rho}}{2L} t$, où ρ désigne la résistance intérieure de la lampe. Le numérateur de cette dernière fraction est la résistance efficace du circuit oscillant dont le condensateur est shunté par la résistance de plaque, supposée infinie par M. Rocard.

En posant $$\frac{t}{\theta_1} = x$$

nous pourrons écrire :

$$(6)\quad \varphi(\theta_1 x) = e^{-x}\left[1 + \frac{x}{1} + \frac{x^2}{1.2} + \frac{x^3}{1.2.3} + \cdots + \frac{x^{n-1}}{(n-1)!}\right]$$

et le temps nécessaire pour réduire le courant à une fraction α de sa valeur initiale se déduira des valeurs x_n et x_1, solutions des équations

$$\varphi(\theta_1 x) = \alpha \qquad \text{pour le système}$$
$$e^{-x} = \alpha \qquad \text{pour le circuit simple.}$$

Les constantes de temps correspondantes à une valeur donnée de α seront dans le rapport :

$$(7)\qquad \frac{\theta'_n}{\theta'_1} = \frac{x_n}{x_1}.$$

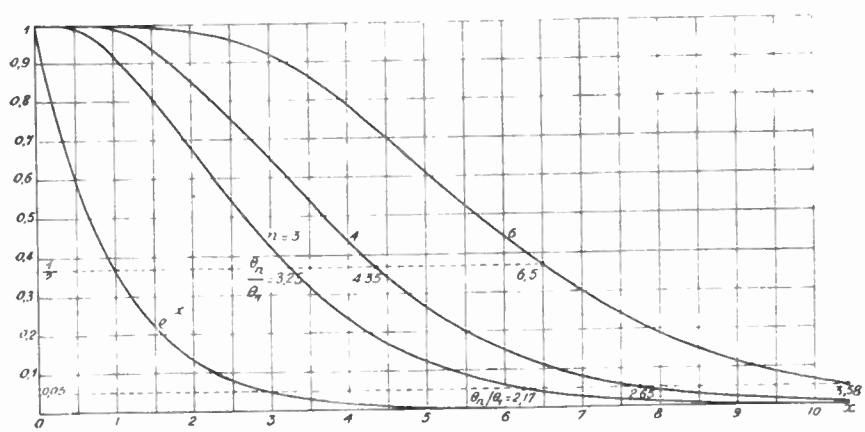

Fig. 1.

Sur la figure 1 on a tracé les courbes :

$$y = e^{-x}$$
$$y = \varphi(\theta_1 x) \qquad \text{pour } n = 3,\ 4,\ 6.$$

On voit que le rapport θ'_n/θ'_1 dépend essentiellement de l'ordonnée α choisie; il varie de 1, pour $\alpha = 0$, à l'infini, pour $\alpha = 1$. Le cas étudié dans les études précédemment mentionnées est relatif à $n = 4$. M. Rocard admet la définition habituelle de la constante de temps, c'est-à-dire qu'il prend $\alpha = 1/e$, M. Fayard prend $\alpha = 0{,}1$; le rapport de la constante de temps du système à celle d'un de ses circuits a alors les valeurs très différentes suivantes :

	trois circuits	quatre circuits	six circuits
$\alpha = 1/e$	3,25	4,35	6,5
$\alpha = 0{,}05$	2,17	2,65	3,6.

De ce qui précède, il résulte que la constante de temps, prise dans l'acception du n° 1 n'offre aucun intérêt pour caractériser les systèmes de circuits et qu'il serait préférable de ne pas employer cette expression en ce qui les concerne, car elle a au moins le défaut de prêter à confusion; il vaudrait mieux utiliser la *durée d'établissement*.

On peut, il est vrai, reprocher à la durée d'établissement la difficulté d'en donner une définition précise : en toute rigueur elle est infinie et, pour les besoins de la pratique, il faudrait fixer par convention la valeur de α pour laquelle on admettrait que le courant est effectivement établi. L'observation des courbes de la figure montre d'ailleurs que cela ne serait pas toujours suffisant, car dans de nombreux cas, il n'y a pas lieu de comprendre dans cette durée la région de départ de la courbe qui est presque horizontale sur une certaine étendue; cette région ne produit pas de déformation des signaux, mais seulement un décalage, le même pour tous.

Chaque fois que l'on tient à la précision, il est donc nécessaire de tracer la courbe d'établissement.

3. Sélectivité et constante de temps. — La constante de temps présente pour les circuits simples l'avantage de s'introduire sous une forme avantageuse dans l'expression du coefficient de sélectivité

$$S = \sqrt{1 + \theta^2 \Delta\omega^2}. \tag{6}$$

Du point de vue de la sélectivité, on cherche souvent aussi à déterminer le circuit équivalent à un système; on y rencontre les mêmes difficultés que ci-dessus. Supposons que nous nous proposions de déterminer un circuit simple ayant la même sélectivité qu'un circuit composé de n circuits identiques, couplés en série par des lampes, comme dans la question précédente. Comme un des circuits ne réagit pas sur le précédent, on a, en désignant par z l'impédance complexe commune, par E la force électromotrice à l'entrée et par K un coefficient de proportionnalité, les équations suivantes :

$$\begin{aligned} z\mathfrak{I}_1 &= \mathrm{E} \\ \mathrm{K}\mathfrak{I}_1 + z\mathfrak{I}_2 &= 0 \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \mathrm{K}\mathfrak{I}_{n-1} + z\mathfrak{I}_n &= 0 \end{aligned}$$

d'où l'on tire :

$$\mathfrak{I}_n = \frac{(-\mathrm{K})^{n-1}}{(z)^n}\,\mathrm{E},$$

et l'amplitude I_n du courant de sortie sera donnée par :

$$\mathrm{I}_n^2 = |\mathfrak{I}_n|^2 = \frac{\mathrm{K}^{2(n-1)}\,\mathrm{E}^2}{\left[\mathrm{R}^2 + \left(\mathrm{L}\omega - \frac{1}{\mathrm{C}\omega}\right)^2\right]^n}$$

Si I_n^0 désigne l'amplitude de ce même courant à la résonance,

$$\mathrm{S}^2 = \frac{\mathrm{I}_0^2}{\mathrm{I}_n^2} = \left[1 + \left(\frac{\mathrm{L}\omega - \frac{1}{\mathrm{C}\omega}}{\mathrm{R}}\right)^2\right]^n = (1 + \theta_1^2\,\overline{\Delta\omega^2})^n,$$

à un terme en $(\theta_1\Delta\omega)^4$ près. Il vient alors :

$$\mathrm{S}^2 = 1 + (\theta_1\sqrt{n})^2\,\overline{\Delta\omega^2} \qquad (7)$$

au même degré de précision.

En comparant (7) à (6), on voit que le circuit équivalent aurait une constante de temps $\theta_n = \theta_1\sqrt{n}$. Pour $n = 4$, cela ferait $\frac{\theta_n}{\theta_1} = 2$, au lieu de 2,65 ou 4,35 comme ci-dessus. Ces différentes conceptions ne s'accordent pas du tout entre elles.

Mais cet emploi du circuit équivalent a un autre inconvénient : à celui qui n'a pas présent à l'esprit les diverses acceptions des

éléments en jeu, la formule (7) peut faire penser que la sélection d'un système de circuits est de même nature que celle d'un circuit simple, ce qui est tout à fait faux. Supposons, par exemple, $\frac{I_n}{I} = \sqrt{2}$ ou $n\theta_1^2 \overline{\Delta\omega^2} = 1$; le premier terme négligé dans le développement qui conduit à la formule (7) est $\frac{n(n-1)}{1.2}\theta_1^4 \overline{\Delta\omega^4}$, dont le rapport au précédent est alors $\frac{1}{2}\frac{n-1}{n}$; pour $n = 4$, cela fait 3/8, et un tel écart est tout à fait inadmissible. La formule (7) n'est donc valable que pour des variations d'accord très petites par rapport à celles qui conviennent à un circuit simple.

4. Décrément et constante de temps. — Depuis la disparition presque complète des émissions amorties, la coutume s'est établie de mettre quelque peu au rancart la notion de décrément et de caractériser un circuit par sa constante de temps. A notre avis, c'est à tort, car l'expérience montre que le décrément possède une propriété fort intéressante, qui ne paraît pas avoir été mise en lumière : C'est qu'il est à peu près indépendant de la fréquence pour des circuits également soignés. Ce dernier terme est assurément très imprécis, mais la proposition précédente ne prétend pas à la rigueur et l'expression « également soignés » correspond parfaitement à une conception rapidement formée chez les techniciens.

On peut dire que :

les bobines communes que l'on trouve dans le commerce pour être utilisées dans les récepteurs ont un décrément de l'ordre de 1/30 ;

les bobines soignées, établies de façon à écarter les causes les plus fréquentes de pertes, ont un décrément de 1/60 à 1/100 ;

les bobines spécialement étudiées pour des travaux de laboratoire peuvent avoir un décrément descendant au-delà de 1/250.

La constance approximative du décrément fournit à la mémoire un appui précieux qu'il ne trouve pas dans la constante de temps, essentiellement variable avec la fréquence.

Au lieu du décrément, on peut faire usage du « facteur de surtension » qui possède évidemment les mêmes propriétés et qui, pour les trois cas précédents, est de l'ordre de 100, 200 à 300 et 750.

René Mesny.

SUR L'APPLICATION DES DIAGRAMMES VECTORIELS A L'ÉTUDE DES FILTRES ÉLECTRIQUES

par A. HARKEVITCH

SOMMAIRE

L'auteur propose l'utilisation des diagrammes vectoriels pour l'étude des filtres électriques. Il montre, sur une série d'exemples, la possibilité de déduire des propriétés géométriques des diagrammes quelques propositions fondamentales de la théorie classique. Il conclut en envisageant leur application, non seulement à la description des phénomènes, mais encore au calcul technique des filtres.

La compréhension technique d'un phénomène quelconque nécessite sa traduction en expressions symboliques familières et appropriées. Pour étudier les lignes et les filtres électriques, on utilise habituellement des expressions analytiques. Ces dernières pouvant être peu familières à certains, cet article a pour but de leur substituer des diagrammes vectoriels, bien connus des électriciens. Nous allons traiter quelques exemples pour expliquer la méthode et montrer les possibilités de son application.

1. Impédance itérative d'une ligne. — Soit une ligne caractérisée par les paramètres L et C et fermée à son extrémité sur une résistance r. Cherchons la valeur de r pour que l'impédance d'une partie quelconque de la ligne à partir de cette extrémité reste constante en grandeur et en phase.

Considérons la figure 1, où V et J représentent respectivement les vecteurs tension et courant à l'extrémité de la ligne. Ces vecteurs sont en phase, puisque l'impédance de la fermeture est une résistance. Soient maintenant V_1 et J_1 les mêmes éléments à la distance dx de l'extrémité. La différence entre V_1 et V est égale à la chute

de tension dans l'impédance $j\omega L\,dx$; elle est égale à $jJ\omega L\,dx$ et est en avance sur J, et aussi sur V, de 90°. De même, la différence entre I_1 et I est égale à $jV\omega C\,dx$ et est en avance de 90° sur J. Il en résulte que les vecteurs V et J tournent dans la même direction ; s'ils tour-

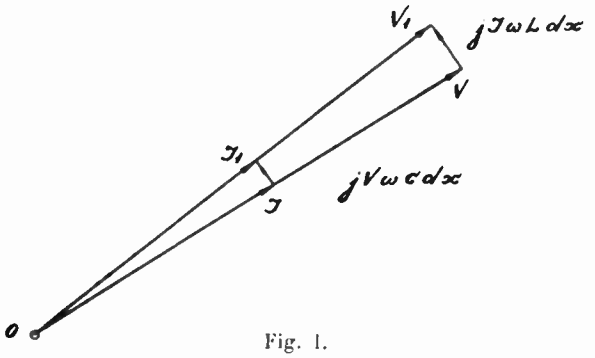

Fig. 1.

nent d'un angle égal, ils resteront en phase. Pour qu'il en soit ainsi, il faut que l'on ait :

$$\frac{V\omega C\,dx}{J} = \frac{J\omega L\,dx}{V}$$

$$\frac{V^2}{J^2} = r^2 = \frac{L}{C}, \text{ d'où } r = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Pour cette valeur de r on voit, en continuant le même raisonne-

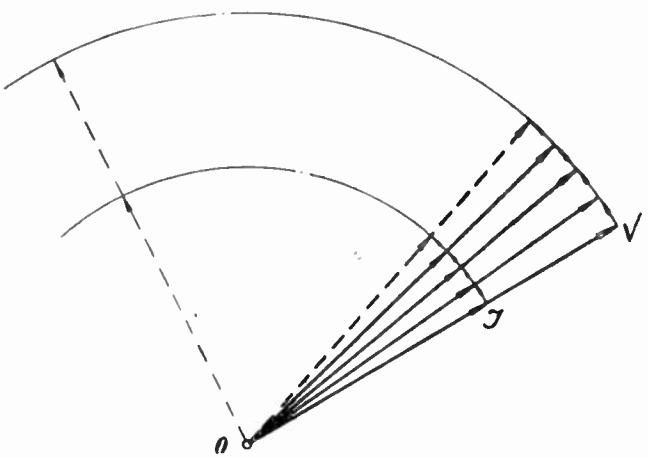

Fig. 2.

ment, que les extrémités des vecteurs V et J vont décrire une circonférence, ces vecteurs restant toujours en phase. L'impédance d'une

partie quelconque de la ligne à partir de l'extrémité droite sera une résistance égale à $\sqrt{\frac{L}{C}}$. Le résultat vaut aussi bien pour une ligne de longueur infinie que pour une ligne de longueur finie, car le raisonnement précédent peut se poursuivre indéfiniment.

2. Filtre passe-bas pour une fréquence basse. — Considérons un filtre passe-bas ordinaire. La différence essentielle entre ce filtre

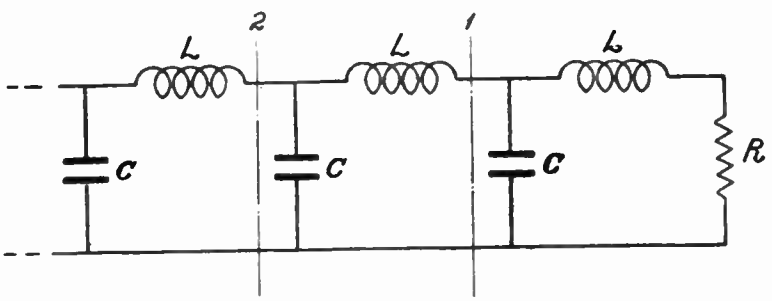

Fig. 3.

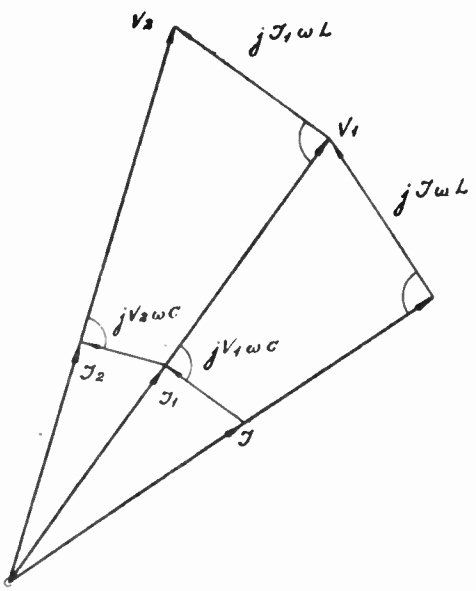

Fig. 4.

et la ligne consiste dans le fait que les constantes ne sont plus distribuées uniformément, mais concentrées ; il s'ensuit que le cou-

rant et la tension le long du filtre varient d'une façon discontinue.

Supposons le filtre fermé sur la résistance $r = \sqrt{\frac{L}{C}}$ et construi-

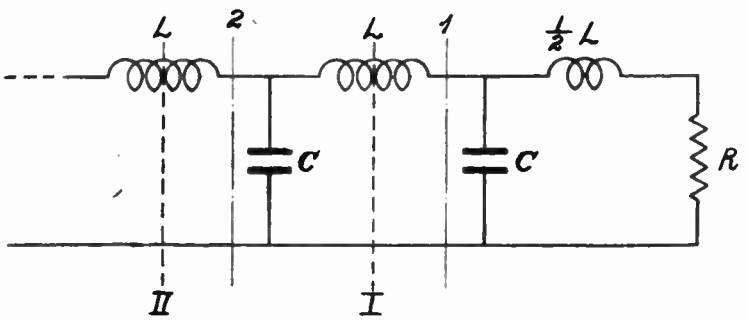

Fig. 5.

sons son diagramme vectoriel pour une fréquence très basse (le sens de ce mot sera précisé plus loin). Prenons d'abord le cas d'un filtre en Γ (fig. 3). Sur le diagramme (fig. 4) les vecteurs V et J se

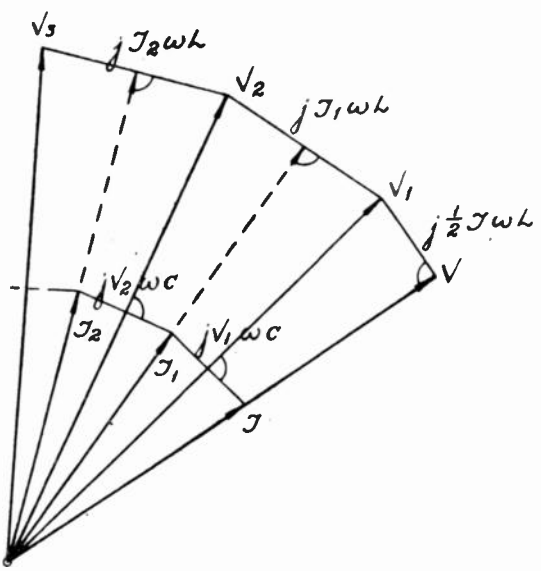

Fig. 6.

rapportent à l'extrémité. On voit que dans la section 1 du filtre la tension varie de la grandeur $jJ\omega L$, et on obtient la valeur

$$V_1 = V + jJ\omega L \qquad \text{(relation vectorielle)}.$$

De même, la variation du courant dans la même section est égale au courant dérivé par la capacité C. Mais il faut noter que ce courant est proportionnel à V_1 et non à V. Le vecteur $jV_1\omega C$ sera donc

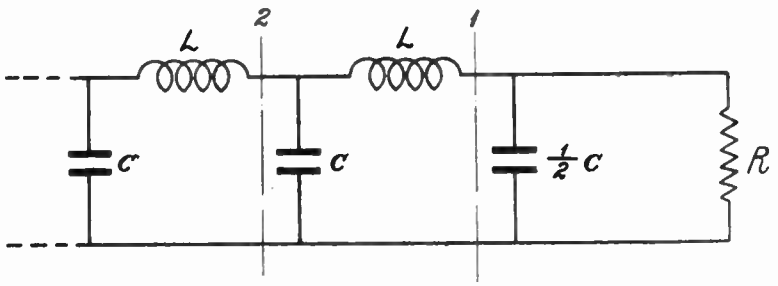

Fig. 7.

perpendiculaire au vecteur V_1. Sur la figure 4 les angles droits sont marqués par de petits arcs. En poursuivant la construction, on voit que, au moins pour les premières cellules, la tension aug-

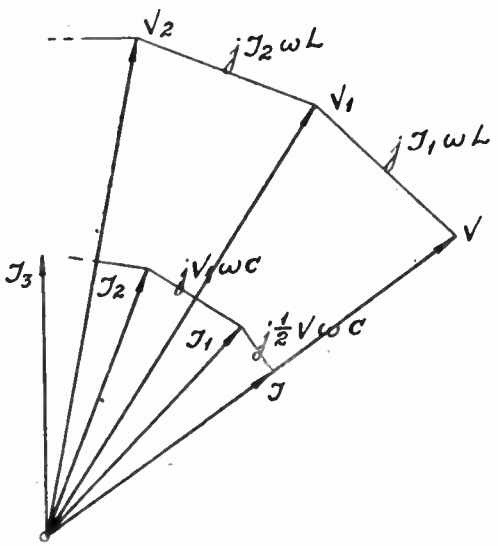

Fig. 8.

mente et le courant diminue, autrement dit l'impédance du filtre croît.

Le diagramme sera complètement modifié, si nous passons du système en Γ au système en T ou en Π. Soit, par exemple, le filtre en T de la figure 5, auquel correspond le diagramme de la figure 6.

Le vecteur $V_1 = V + \frac{1}{2} jJ\omega L$ représente la tension dans la section 1 du filtre. La variation du courant dans cette section est égale au vecteur $jV_1\omega C$, perpendiculaire à V_1. Dans la deuxième cellule, la variation de tension est représentée par le vecteur $jJ_1\omega L$ perpendiculaire à J_1, etc. En continuant cette construction, on voit que les extrémités des vecteurs tension et courant occupent successivement les sommets de polygones réguliers; les déplacements du courant et de la tension se produisent alternativement. Dans les sections 1, 2, etc., le courant et la tension ne sont pas en phase, mais ils le sont sur les sections I, II, etc. Les lignes pointillées de la figure 6 représentent les tensions correspondantes. Il en résulte que l'impédance à l'entrée du filtre sera une résistance, si nous la fermons dans une cellule quelconque par une self-induction égale à $1/2L$.

Des considérations et constructions analogues peuvent être faites sur le système en H; les figures 7 et 8 représentent le schéma d'un tel système et son diagramme vectoriel.

3. Filtre passe-bas pour une fréquence élevée. — Ce qui précède

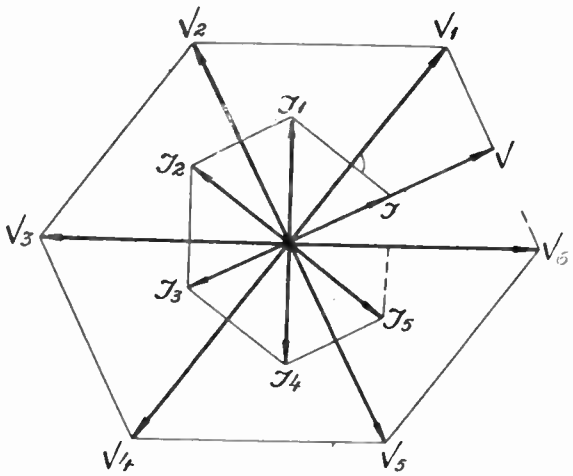

Fig. 9.

se rapporte à une fréquence basse, c'est-à-dire telle que les modules des vecteurs et des courants restent pratiquement constants

$$J \approx J_1 \approx J_2 \ldots\ldots$$
$$V \approx V_1 \approx V_2 \ldots\ldots$$

Cela est sensiblement exact pour les fréquences basses, autrement dit dans la zone de filtrage du filtre. Voyons comment se modifie la construction aux fréquences plus hautes.

La figure 9 représente la construction du diagramme du filtre de la figure 5 pour une fréquence où les modules des vecteurs ne peuvent plus être considérés comme constants

$$V_1 = \sqrt{V^2 + \frac{1}{4} J^2 \omega^2 L^2}.$$

On a $|V_1| > |V|$. Or le vecteur tracé perpendiculairement à V_1 a une longueur proportionnelle à ce dernier. Les diagrammes des figures 6 et 8 sont déformés ; les extrémités des vecteurs tension et courant ne sont plus sur une circonférence, comme les sommets de polygones réguliers, mais sur des ellipses dont les axes correspondants sont perpendiculaires.

Le diagramme montre clairement le résultat du phénomène de réflexion à l'extrémité du filtre. On observe le long du filtre une variation périodique des modules de la tension et du courant ; le maximum du courant coïncide avec le minimum de la tension et vice-versa. On a ainsi une représentation des ondes stationnaires.

4. Impédance itérative du filtre. — La question suivante se pose naturellement : peut-on déduire des propriétés géométriques du diagramme la valeur de l'impédance de sortie pour qu'il n'y ait pas réflexion ?

La figure 10 représente la construction pour un filtre en T fermé sur une impédance r_1 à déterminer. Le diagramme doit être symétrique par rapport au centre et analogue aux diagrammes des figures 6 et 8. C'est cette symétrie qui constitue l'interprétation géométrique de l'absence de réflexion à l'extrémité du filtre. La figure 10 donne alors :

$$\frac{|V_1|}{|J|} = \frac{J_1 \omega L}{|V_1| \omega C} \qquad \text{ou} \qquad V_1^2 C = J_1^2 L.$$

Mais

$$V_1 = \sqrt{V^2 + \frac{1}{4} J_1^2 \omega^2 L^2}$$

d'où :

$$V^2C + \frac{1}{4} J^2L^2C^2 - J^2L = 0.$$

En posant

$$\frac{V}{J} = r_1$$

$$r_1^2 + \frac{1}{4}\omega^2L^2 - \frac{L}{C} = 0$$

d'où enfin :

$$r_1 = \sqrt{\frac{L}{C} - \frac{1}{4}\omega^2L^2}.$$

Par de simples considérations géométriques, nous avons donc trouvé l'expression de l'impédance itérative du filtre passe-bas à

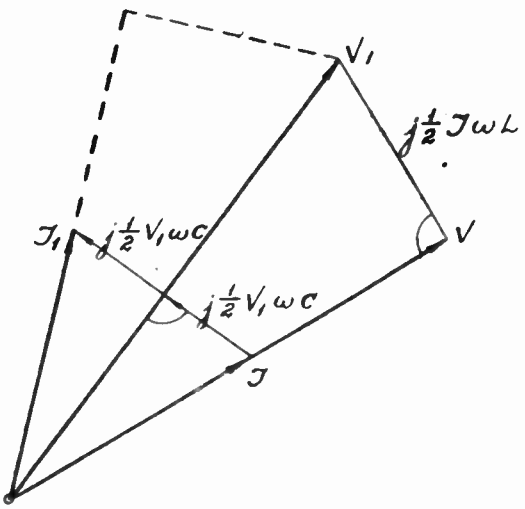

Fig. 10.

cellule en T. Par des constructions et des considérations analogues, on peut trouver la valeur de l'impédance itérative pour le système en II.

5. Filtre en court-circuit ou ouvert. — Les cas où le filtre est fermé sur une impédance quelconque présentent aussi de l'intérêt. Considérons les cas extrêmes où $r = 0$ et $r = \infty$.

Dans le premier cas, pour le filtre en T, on obtient le diagramme de la figure 11. A l'extrémité du filtre, nous avons un courant égal

à J et une tension nulle. Avant la dernière inductance $\frac{L}{2}$, nous

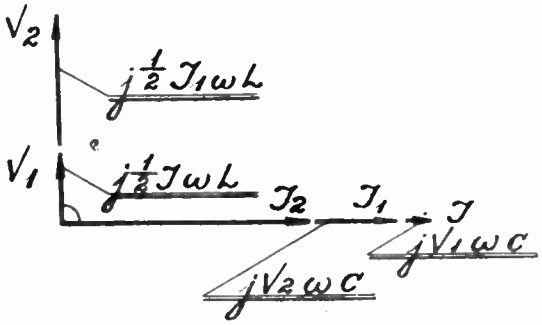

Fig. 11.

avons une tension $j.\ \frac{l}{2}\ J\omega L$ en quadrature avec le courant. La

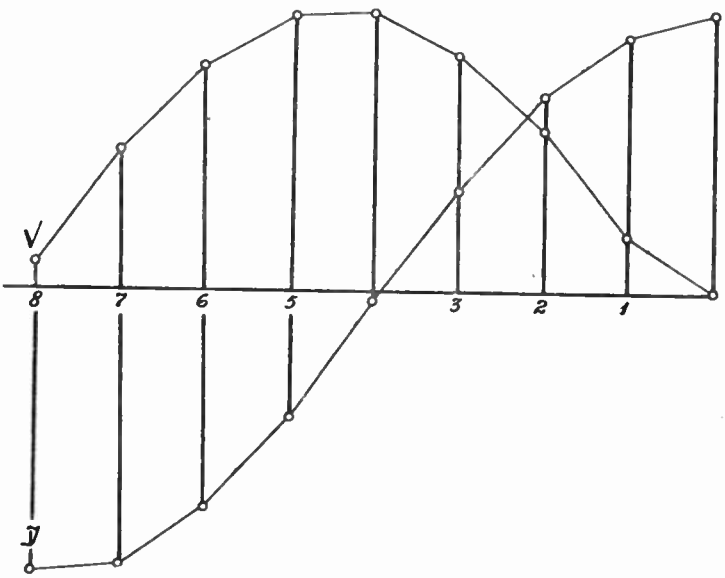

Fig. 12.

variation suivante du courant est en opposition avec J. Le vecteur J_1 a donc même direction que J, mais est plus petit. On voit que, par contre, V_2, qui a la même direction que V_1, est plus grand que ce dernier. En continuant cette construction, on voit que le courant diminue pendant que la tension augmente. Quand le courant passe par zéro, la tension est maximum. Elle décroît et s'annule quand le

courant est maximum en valeur absolue, mais négatif. On obtient ainsi la représentation d'une réflexion complète à l'extrémité du

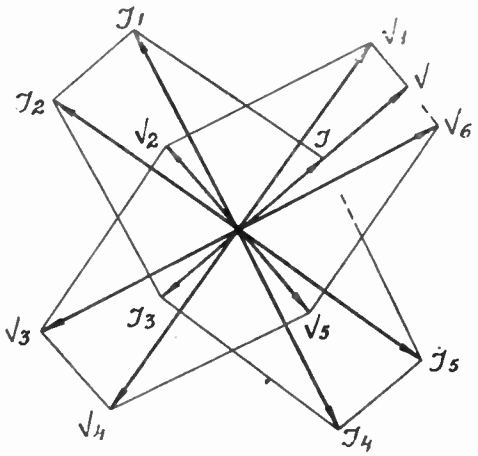

Fig. 13.

filtre. Le schéma de la figure 12 représente la tension et le courant en fonction des numéros des sections du filtre (comptées à partir de l'extrémité).

On traiterait de même le cas de la marche à vide du filtre en T et les deux cas ($r = 0$ et $r = \infty$) pour le filtre en Π.

Dans le cas où l'impédance de sortie n'est pas égale à $\sqrt{\frac{L}{C}}$, sans être nulle ou infinie, on obtient un diagramme elliptique semblable à celui qui est représenté sur la figure 13. Il y a réflexion incomplète.

6. Zone de filtrage. — Étudions maintenant la variation du courant et de la tension le long du filtre, pour une fréquence voisine de la fréquence de coupure.

Introduisons au préalable un système de construction de diagrammes plus commode et plus universel. Dans ce système, la résistance de charge est prise pour unité ; le courant et la tension à la sortie sont alors représentés par le même vecteur. Notons qu'avec un tel système, le même diagramme représente les systèmes en T et en Π, les vecteurs courant et tension étant simplement permutés.

Nous prendrons pour caractéristiques du filtre les valeurs numériques suivantes :

$$L = C = 1 \qquad r = \sqrt{\frac{L}{C}} = 1.$$

La fréquence de coupure est telle que $\omega_k = 2$. Les figures 14, 15,

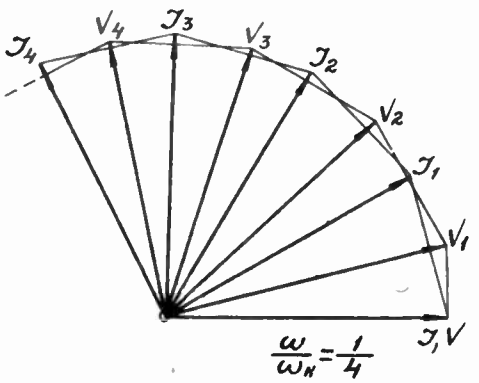

Fig. 14.

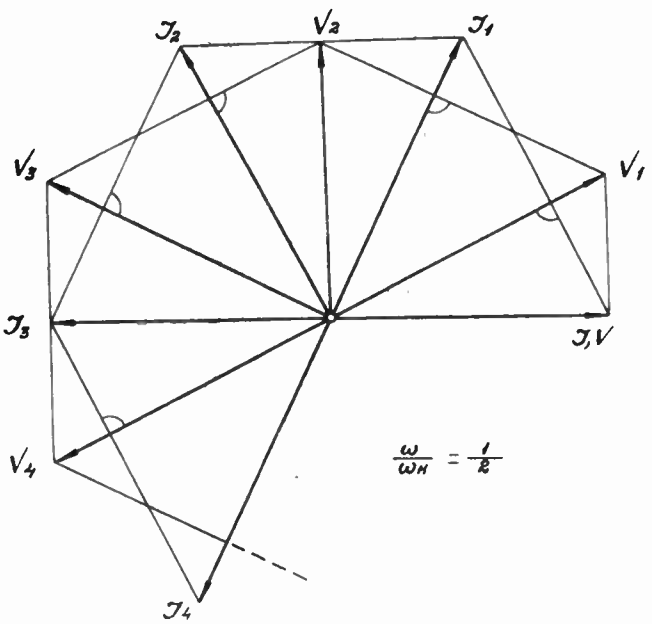

Fig. 15.

16 et 17 représentent les diagrammes respectivement pour

$$\omega = 0{,}5 \qquad \omega = 1 \qquad \omega = 1{,}5 \quad \text{et} \quad \omega = 2.$$

Le premier diagramme indique l'absence pratique de l'affaiblissement, dans le deuxième on constate une certaine réflexion ; le

troisième diffère beaucoup des précédents, à cause des variations très grandes de phase en passant d'une cellule à une autre. Cepen-

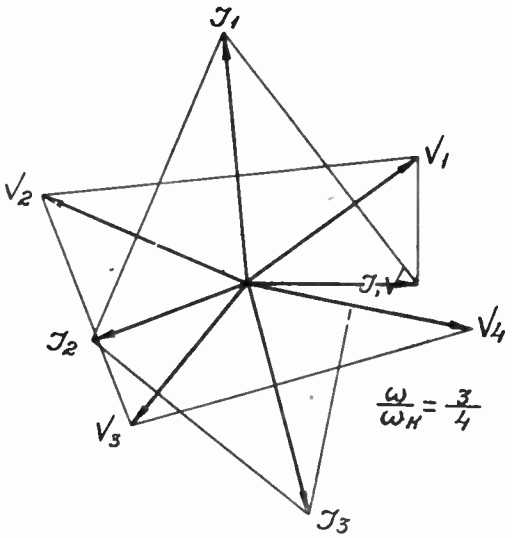

Fig. 16.

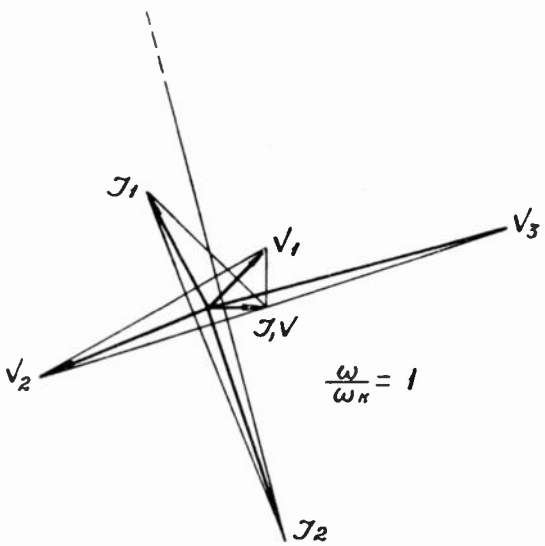

Fig. 17.

dant, dans ces trois cas, l'augmentation de modules des vecteurs courant et tension à partir de l'extrémité du filtre est insignifiante. Enfin, à la fréquence de coupure, par suite des déphasages énormes,

on constate un accroissement considérable de ces modules quand on passe d'une cellule à une autre. On a ainsi une représentation graphique de l'affaiblissement apporté par le filtre.

7. Cas des filtres avec résistances. — Le cas où l'on ne néglige plus les pertes dans les divers éléments du filtre présente des diffi-

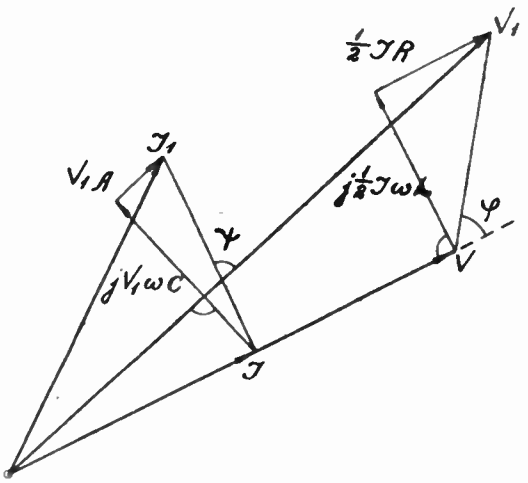

Fig. 18.

cultés assez sérieuses pour le calcul. On peut graphiquement le résoudre assez simplement.

La différence entre le cas actuel et les cas déjà traités est la

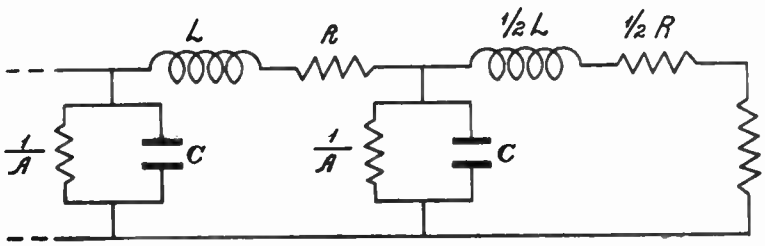

Fig. 19.

suivante : comme les accroissements des courants et des tensions sont complexes, on ne trace pas les vecteurs correspondants à ces accroissements perpendiculairement au vecteur fondamental, mais sous une certaine inclinaison.

La figure 18 représente le début du diagramme du filtre en T

ayant une résistance R et une perditance A, dont le schéma est figure 19. A l'extrémité du vecteur V, on construit, perpendiculairement à V, le vecteur $j\frac{1}{2}J\omega L$, et encore perpendiculairement à ce dernier, le vecteur $\frac{1}{2}JR$; on obtient le vecteur V_1. La variation de la tension est définie par le vecteur :

$$\frac{1}{2}J[R + j\omega L] \text{ faisant un angle, } \varphi = \text{arc tg}\frac{\omega L}{R}$$

avec J, et par suite avec V. De même, le vecteur :

$$V_1(A + j\omega C) \text{ fait un angle } \psi = \text{arc tg}\frac{\omega C}{A}$$

avec le vecteur V_1. Les angles φ et ψ ne dépendent pas de la grandeur des vecteurs et restent constants pendant toute la construction.

On voit donc que cette dernière se fait comme dans le cas du filtre sans pertes; la seule différence réside dans l'emploi, pour la construction des vecteurs, variations de courant et de tension, d'un rapporteur au lieu d'une équerre.

8. Autres types de filtres. — On construit de même les diagrammes de filtres de schémas différents des précédents ou plus compliqués.

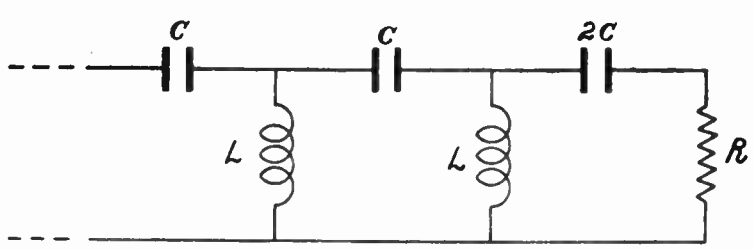

Fig. 20.

La figure 20 représente un filtre passe-haut dont le diagramme est construit figure 21. Les vecteurs variations de courant et de tension sont négatifs, c'est-à-dire à 90° dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre par rapport au vecteur fondamental.

La figure 23 donne le diagramme d'un filtre passe-bande représenté sur la figure 22. Il est intéressant de noter, dans ce cas, que,

pour la fréquence $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$, le vecteur tension reste immobile

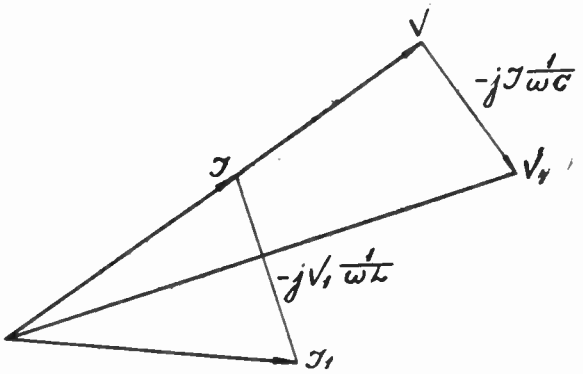

Fig. 21.

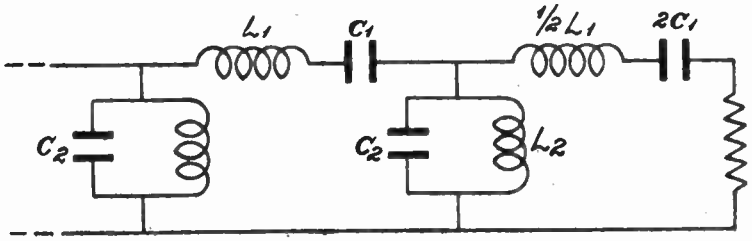

Fig. 22.

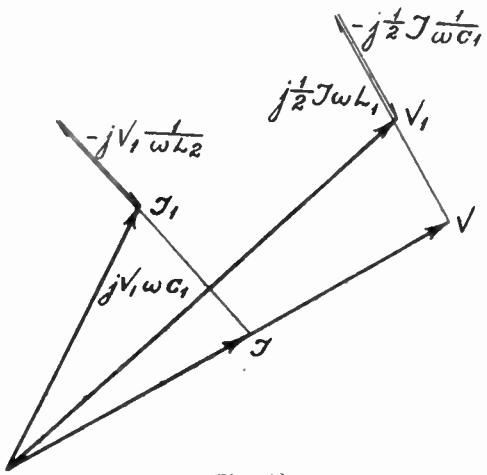

Fig. 23.

et invariable; il en est de même pour le vecteur courant à la fréquence :

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}.$$

9. Conclusion. — Les exemples exposés ci-dessus montrent la possibilité d'une interprétation géométrique de toute une série de propositions, comme de la théorie des filtres. Certains trouveront cette interprétation plus démonstrative et, dans ce cas, le but indiqué au début de l'article sera atteint. Mais il est indispensable de noter que des diagrammes analogues à ceux qui viennent d'être tracés peuvent servir au calcul pratique graphique des filtres.

Lorsqu'on veut discuter des qualités et des défauts des méthodes graphiques en général, il faut d'abord avoir présent à l'esprit que l'application de ces méthodes est souvent le fait d'une école ou d'une habitude. Beaucoup s'abstiennent, au contraire, de les appliquer, même dans le cas d'avantages évidents.

Ces avantages résident surtout dans leurs qualités démonstratives. De plus, avec les méthodes graphiques, il est plus facile d'éviter les erreurs et aussi plus facile de les déceler, si elles sont commises.

Comme défaut, on peut citer leur précision plus faible; pour l'augmenter il faut élargir l'échelle de mesure. Dans le cas actuel, la précision obtenue dans le calcul graphique d'un filtre à un petit nombre de cellules (lorsque ce nombre augmente, l'erreur augmente) est suffisant pour la pratique. Notons, en passant, qu'il est commode de prendre une échelle de mesure réduite, en prenant la résistance de débit comme unité. Ainsi si r est cette résistance, on prendra $L' = \frac{L}{r}$, $C' = rC$, où L et C sont les valeurs réelles (exprimées en henrys et farads si r est exprimée en ohms) et L′ et C′ les quantités à partir desquelles on déterminera les variations des courants et des tensions. Les fréquences ne seront pas modifiées.

On peut aussi invoquer que la construction de la courbe d'affaiblissement d'un filtre en fonction de la fréquence exige la construction d'autant de diagrammes qu'on veut de points; mais ce fait ne représente pas un défaut spécial à la méthode graphique, car pour calculer la courbe, il faut aussi calculer séparément chaque point.

A l'avantage de la méthode graphique, disons en terminant qu'elle donne un tableau complet de la distribution des vecteurs courant et tension le long du filtre, ce qui est très important dans certains cas.

A. Harkévitch.

ÉTUDE SUR LA PROPAGATION DES ONDES TRÈS COURTES DANS LES TUNNELS

par

A. ARENBERG et **W. PEICIKOV**

Agrégé *Ingénieur*

au Laboratoire des ondes très courtes de l'Institut Electrotechnique de l'Union, à Moscou.

SOMMAIRE.

Dans cet article, on essaie de donner une base théorique aux variations périodiques d'audition constatées par les auteurs lors d'expériences de propagation d'ondes très courtes dans des tunnels.

Basés sur la théorie générale, les résultats obtenus donnent, pour le cas de réflexion multiple sur les parois d'un tunnel, une concordance tout à fait satisfaisante avec les données expérimentales.

En effectuant des expériences de propagation d'ondes très courtes ($\lambda_1 \cong 500$ cm et $\lambda_2 = 33$ cm), dans différents tunnels, on a trouvé que, dans le cas où le tunnel présentait un couloir droit bétonné de section constante, il y avait une variation périodique d'intensité de la réception entre l'émetteur et le récepteur, tandis que dans les cas où la section était variable, cette variation d'audition disparaissait [1].

M. le Professeur Wwedensky a émis l'idée qu'il fallait chercher l'explication de ce fait dans un phénomène analogue à celui de la propagation d'un mince faisceau de lumière dans un tube à parois intérieures réfléchissantes. Si l'on ferme une des extrémités d'un tel tube par un écran présentant un petit orifice, et si l'on approche de cette extrémité une source lumineuse, on peut voir, de l'autre extrémité du tube, sur ses parois intérieures, des anneaux de lumière et d'ombre, dont l'apparition est provoquée par la réflexion multiple des rayons de lumière par les parois du tube. Cette explication devient d'autant plus acceptable dans notre cas que la lon-

1. A. Arenberg et W. Peicikov, *L'Onde Electrique*, 1933, N° 137, p. 250.

gueur d'onde est plus petite par rapport aux dimensions du tunnel.

Les considérations ci-dessous, qui constituent un essai d'explication théorique des phénomènes de variation d'audition, résultent d'un travail effectué avec la collaboration de M. I. Kouritcin, sous la direction de M. le Professeur Wwedensky.

Soit un oscillateur-émetteur placé au point d'intersection des diagonales d'un tunnel de section carrée, parallèlement à une paire quelconque des parois, le tunnel traversant lui-même un milieu homogène. On peut considérer l'oscillateur comme vertical par rapport à une paire de parois, et horizontal par rapport à l'autre. L'oscillateur-récepteur est disposé parallèlement à l'émetteur, en

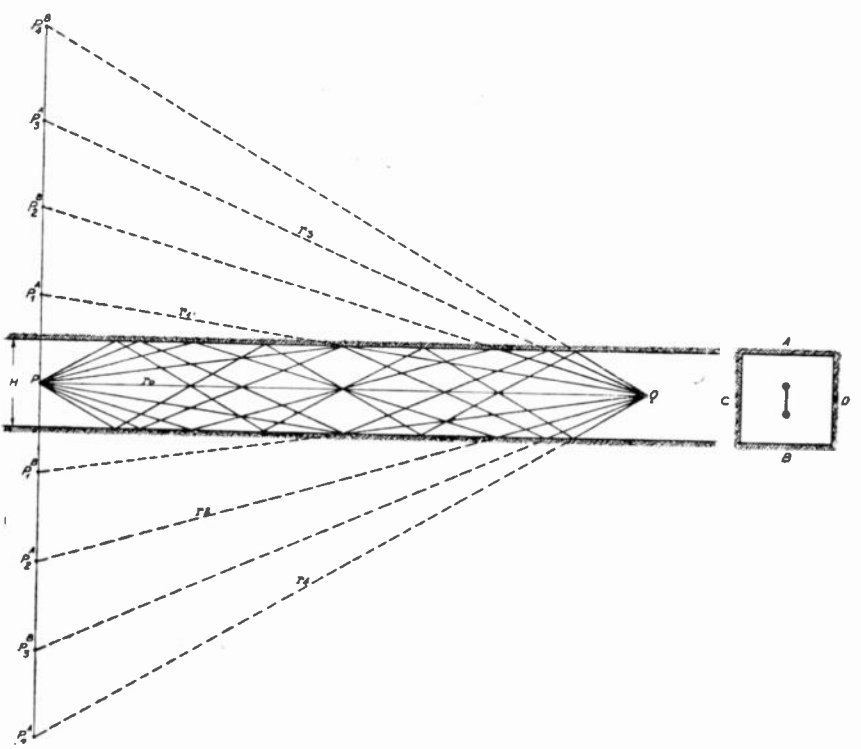

Fig. 1.

un point qui se trouve sur la droite passant par l'oscillateur-émetteur, dans l'axe du tunnel. En ce point vont se rencontrer trois sortes des rayons :

a) le rayon direct, qui se propage le long du tunnel;

b) les rayons réfléchis par une paire de parois et provenant de l'oscillateur vertical, c'est-à-dire avec vecteur électrique normal aux parois;

c) les rayons réfléchis par l'autre paire de parois et provenant de l'oscillateur horizontal, c'est-à-dire, avec vecteur électrique parallèle aux parois.

Sur la figure 1 on voit la marche des rayons se propageant entre deux plans parallèles et soumis aux règles de l'optique géométrique, pour le cas où le nombre des oscillateurs virtuels est pris égal à quatre (voir ci-dessous).

En raison du caractère symétrique de la réflexion, on peut représenter le vecteur de Herz au point de réception de la façon suivante :

$$\Pi = \Pi_0 + 2\sum_{n=1}^{n=\infty} \Pi_n^{AB} + 2\sum_{n=1}^{n=\infty} \Pi_n^{CD}, \qquad (1)$$

où

$$\Pi_0 = A\,\frac{e^{jkr_0}}{r_0}$$

correspond au rayon direct.

$$\Pi_n^{AB} = f_{0n}^n\, A\,\frac{e^{jkr_n}}{r_n}$$

correspond à une composante de rayons d'ordre n, après sa réflexion multiple par les surfaces A et B;

$$\Pi_n^{CD} = F_{0n}^n\, A\,\frac{e^{jkr_n}}{r_n}$$

correspond à une composante de rayon d'ordre n après sa réflexion multiple par les surfaces C et D. La deuxième composante, appelée composante « verticale » du champ électrique, ne nous intéresse pas dans le cas présent, car dans la direction perpendiculaire à l'axe de l'oscillateur, la grandeur de cette composante est nulle.

Les valeurs des distances r_0 et r_n, des angles θ_n et la dénomination des surfaces ABCD, qui entrent dans ces expressions, sont représentées par les figures 1 et 2.

Les coefficients f et F représentent les coefficients de réflexion de Fresnel, bien connus en optique, le premier, dans le cas où le

vecteur électrique de l'onde incidente se trouve dans le plan d'incidence (tandis que le vecteur magnétique lui est perpendiculaire,

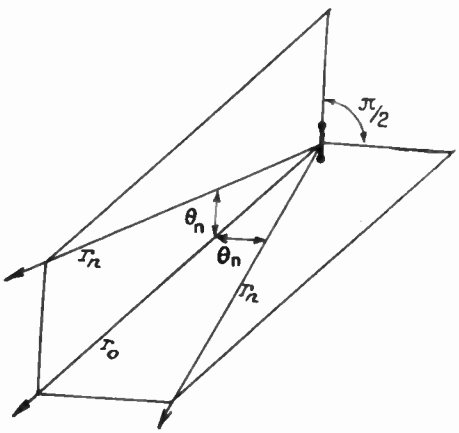

Fig. 2.

c'est-à-dire qu'il est parallèle au plan de séparation), et l'autre coefficient pour le cas contraire.

$$f = \frac{k_2^2 \sin\theta - k_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \cos^2\theta}}{k_2^2 \sin\theta + k_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \cos^2\theta}};$$

$$\mathrm{F} = \frac{k_1 \sin\theta - \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \cos^2\theta}}{k_1 \sin\theta + \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \cos^2\theta}}; \qquad (2)$$

où k_1 et k_2 représentent les nombres ondulatoires complexes caractérisant l'air et le milieu ambiant :

$$k_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1'}$$

et

$$k_2 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2'}$$

où

$$\varepsilon_2' = \varepsilon_2\left(1 + j\,\frac{4\pi\sigma_2}{\varepsilon\,\omega}\right)$$

est un coefficient diélectrique complexe du milieu donné. Étant donné que le numéro d'ordre n du rayon représente le nombre de réflexions que ce dernier éprouve dans son chemin du point P au

point Q, on a pour l'expression des coefficients de réflexion des oscillateurs vertical et horizontal : $f_{\theta n}$ et $F_{\theta n}$ qui entrent à la puissance n.

En se basant sur la théorie connue, pour passer des vecteurs de Herz aux champs electriques créés par un rayon d'ordre n, se trouvant dans le plan vertical, on a, après sa réflexion multiple par les plans horizontaux A et B :

$$E_n^{AB} = k_1^2 \Pi_n^{AB} \cos \theta_n,$$

d'où la composante verticale est :

$$E_{nz}^{AB} = k_1^2 \Pi_n^{AB} \cos^2 \theta_n. \qquad (3)$$

Pour la composante horizontale du champ électrique du rayon d'ordre n, se trouvant dans le plan horizontal et normal à l'axe de l'oscillateur, on a, après réflexion multiple de ce rayon par les plans verticaux C et D :

$$E_n^{CD} = - k_1^2 \Pi_n^{CD}. \qquad (4)$$

Comme A et B sont perpendiculaires à C et D, on a ainsi deux composantes qui se trouvent dans le même plan que le champ donné par le rayon direct; par conséquent, le champ résultant est :

$$E_z = k_1^2 A \left[\frac{e^{jkr_0}}{r_0} + 2 \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{e^{jkr_n}}{r_n} (f_{\theta n}^n \cos^2 \theta_n - F_{\theta n}^n) \right]. \qquad (5)$$

Le premier membre de cette expression, qui tient compte du rayon direct, donne une diminution du champ d'après la loi $\frac{1}{r}$.

Le module du second membre, représentant le résultat de la réflexion multiple des rayons par les parois du tunnel, peut être représenté de la façon suivante :

$$|E| = 2 \sqrt{\left(\sum_{n=1}^{n=\infty} \cos k_1 r_n S_n \right)^2 + \left(\sum_{n=1}^{n=\infty} \sin k_1 r_n S_n \right)^2}$$

où

$$S_n = \frac{f_{\theta n}^n \cos^2 \theta_n - F_{\theta n}^n}{r_n}. \qquad (6)$$

L'expression sous le radical après la sommation donne la série suivante :

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 + \ldots\ldots + 2S_1S_2 \cos k_1 (r_2 - r_2) + \\ + 2S_1S_3 \cos k_1 (r_1 - r_3) + 2S_2S_3 \cos k_1 (r_2 - r_3) + \ldots \quad (7)$$

Le problème est donc ramené au calcul de cette expression.

De considérations géométriques il résulte, qu'à mesure qu'augmente n, l'angle θ_n et la distance r_n augmentent constamment et, par conséquent, le degré d'influence de ces rayons s'atténue.

Pour définir l'ordre des rayons suffisant pour faire les calculs, nous allons prendre un cas particulier pour le milieu limite : les constantes électriques $\varepsilon_2 = 6$ et $\frac{4\pi\sigma_2}{\varepsilon_2\omega} \ll 1$ (pour notre cas de béton sec, ces chiffres sont probablement très voisins des réels), c'est-à-dire, qu'en première approximation, f et F sont des grandeurs réelles.

D'après la figure 1 nous avons :

$$\text{Sin } \theta_n = \frac{n.H}{r_n} \quad (8)$$

où

$$r_n = \sqrt{r_0^2 + n^2H^2}.$$

Conformément aux conditions réelles, prenons pour exemple le cas où la distance entre les points P et Q et la hauteur H = 2,2 m. sont liées par le rapport :

$$r_n = 7{,}511.$$

En calculant d'après les formules (2) et (8) les coefficients de réflexion $f_{\theta n}$ et $F_{\theta n}$ qui correspondent aux différentes valeurs de n et en cherchant les valeurs $\frac{f_{\theta n}^n}{r_n}$ et $\frac{F_{\theta n}^n}{r_n}$, nous composons le tableau I.

TABLEAU I.

n	1		3	4	5
$f_{\theta n}$	— 0,4700	— 0,1856	— 0,0085	0,1053	0,1746
$f_{\theta n}^n / r_n$	— 0,02823	0,002046	0,0000	0,000006	0,000008
$F_{\theta n}$	— 0,8866	— 0,7941	— 0,7184	— 0,6585	— 0,6166
$F_{\theta n}^n / r_n$	— 0,05326	0,02093	— 0,02087	0,01006	— 0,00419

En examinant ce tableau, on voit d'abord que les valeurs absolues de f''_{0n}/r_n diminuent rapidement jusqu'à zéro et augmentent ensuite très lentement. La valeur absolue de F''_{0n}/r_n diminue constamment. La cause d'un tel changement de ces valeurs est montrée clairement par les courbes f et F en fonction des angles θ, représentées par la figure 3 pour le cas, $\varepsilon_2 = 6$ et $\tau_2 = 0$.

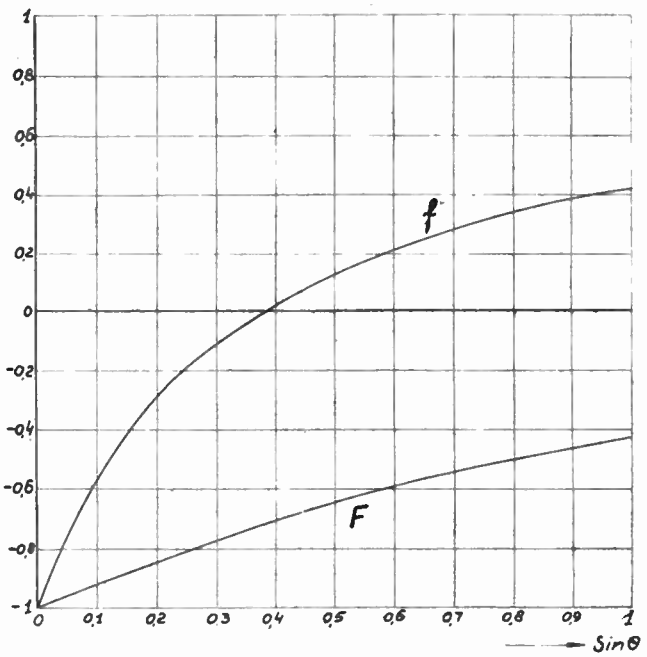

Fig. 3.

Lorsque l'angle θ augmente, la valeur de f diminue d'abord en valeur absolue; ensuite, lorsque

$$\operatorname{ctg} \theta_0 = \sqrt{\varepsilon_2}, \tag{9}$$

elle devient nulle[1] et lorsque $\theta > \theta_0$, elle commence à augmenter de nouveau lentement.

Étant donné que lors d'une augmentation de rayon d'ordre n, l'angle θ croît et la valeur de f elle-même devient petite, on a, après l'avoir élevée à la puissance n et divisée par la distance r_n, une valeur tout à fait insignifiante.

1. Cette expression, qui ne représente pas autre chose que la loi de Bruster pour la réflexion des ondes polarisées, peut être tirée facilement de (2), dans le cas où $f = 0$.

En effet, comme on le voit au tableau I, pour $n_n = 3$ (correspondant à l'angle $\theta \cong \theta_0$) la valeur $f^n_{\theta n}/r_n$ passe par zéro et devient ensuite si petite, que, pour les calculs ultérieurs, on peut se borner aux trois premiers rayons seulement. On peut ne prendre aussi que ce même nombre de rayons pour les valeurs de $F^n_{\theta n}/r_n$.

En effectuant ainsi les calculs d'après la formule (7) pour différentes valeurs de r_0, on obtient les résultats qui figurent au tableau II.

TABLEAU II.

r_0	1	2	4	4.5	5	5.5	6	6,5
E	0,7891	0,6103	0,3450	0,1476	0,0663	0.1975	0,2509	0,2293
r_0	7	7,25	8	9	9,5	10	10.5	11
E	0,1741	0,2160	0,2156	0,1837	0,1091	0,0575	0.0879	0,1003
r_0	12	12.5	13	13.5	14	14.5	15	16
E	0,0846	0,0835	0,0970	0,0859	0,0632	0.0189	0,0333	0,0381
r_0	16,5	17	17,5	18	18.5	19	19,5	20
E	0,0679	0.0672	0.0650	0,0616	0.0592	0,0585	0.0599	0.0615
r_0	20,5	21	21.5	22	22.5	23	23.5	24
E	0,0612	0,0668	0,0677	0,0677	0,0660	0,0637	0.0603	0,0583

La représentation graphique des résultats obtenus est donnée par la figure 4 qui représente la variation périodique de l'intensité du champ électrique produit par les rayons réfléchis (on n'a pas tenu compte du rayon direct).

Dans son ensemble, l'allure de cette courbe coïncide d'une façon satisfaisante avec les données expérimentales obtenues par l'audition. Pour les récepteurs superrégénérateurs, du type avec lequel ont été effectuées les mesures, elle est liée, en première approximation, à l'intensité du champ électrique par une relation linéaire de la forme :

$$A = k(E - E_0) \qquad (10)$$

où k représente un certain coefficient de proportionnalité caractérisant la sensibilité de l'ouïe de l'expérimentateur, et E_0 l'intensité du champ électrique correspondant au « seuil de sensibilité » du récepteur.

L'absence de variations périodiques d'audition observée dans les expériences faites dans les autres tunnels, de formes moins régulières et où se trouvaient des poteaux de soutènement, peut

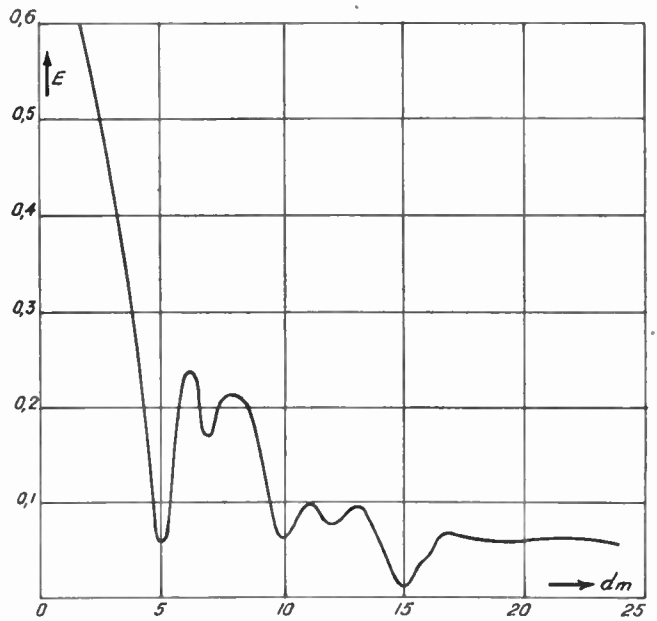

Fig. 1.

être expliquée, du point de vue de la présente théorie, par la réflexion diffuse des rayons latéraux.

Il faut encore se rappeler que, vu le nombre d'hypothèses admissibles, tous ces raisonnements ne peuvent être considérés que comme une première approximation s'approchant plus ou moins de la réalité.

A. Arenberg et W. Peicikov.

LIAISON SUR ONDES COURTES AUX DISTANCES DE 100 A 1 000 KILOMÈTRES

par V. KOLESNIKOV.

Ingénieur de l'Institut des Communications de Moscou.

SOMMAIRE

Après avoir montré les avantages que peut présenter l'utilisation des ondes courtes pour les liaisons aux distances de 100 à 1 000 kilomètres, l'auteur indique, avec graphiques et formules, les données expérimentales sur lesquelles on peut se baser pour le choix de la longueur d'onde et de la puissance convenables, à ces distances, en téléphonie et en télégraphie.

On tend actuellement de plus en plus à utiliser les ondes courtes pour les radiocommunications, même à des distances faibles et moyennes, de l'ordre de 100 à 1 000 kilomètres. Cela tient à ce que l'on cherche à établir des stations assurant une grande sécurité dans le trafic et travaillant en même temps avec économie maximum de la puissance.

Ondes courtes ou ondes longues? — L'avantage particulier des ondes longues est la constance de leur propagation, pratiquement insensible aux effets de jour et de nuit, qui altèrent les communications par ondes courtes et obligent, pour ces dernières, à modifier la longueur de l'onde suivant l'heure de la liaison.

Mais la propagation des ondes longues suivant le relief de la surface terrestre (diffraction) provoque de grandes pertes dans l'énergie rayonnée et entraîne la nécessité d'employer des émetteurs à grande puissance, ce qui rend l'exploitation très onéreuse.

La puissance nécessaire à un émetteur devant travailler dans un rayon de 1 000 kilomètres sur la longueur d'onde de 1 000 mètres,

peut se calculer au moyen de la formule proposée par l'Institut Scientifique des Communications de Moscou :

$$E = \frac{9\,420\sqrt{W}}{d} \cdot e^{\frac{-0{,}003\,d}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

d'où :

$$W = \left(\frac{Ed}{9\,420 \cdot e^{\frac{-0{,}003\,d}{\sqrt[3]{\lambda}}}} \right)^2,$$

où E est l'intensité du champ, en microvolts par mètre; W, la puissance rayonnée, en watts; d, la distance, en kilomètres, entre l'émetteur et le récepteur; λ, la longueur d'onde, en kilomètres.

En admettant que, dans des conditions favorables, l'intensité de champ de 100 microvolts par mètre soit suffisante au poste récepteur, la puissance rayonnée par l'émetteur sera :

$$W = \left(\frac{100 \cdot 1\,000}{9\,420 \cdot 2{,}7^{0{,}003\,d.\,1\,000}} \right)^2 = \left(\frac{100 \cdot 1\,000 \cdot 2{,}7^3}{942 \cdot 10} \right)^2 = \sim 8\ \text{kW}.$$

Ainsi, la puissance nécessaire pour un émetteur à ondes longues est de 8 kilowatts. L'expérience de l'exploitation des stations de T.S.F. à ondes courtes a démontré que, grâce à la propagation réfléchie des ondes courtes, elles ne sont sujettes qu'à une absorption moins importante que les ondes longues, ce qui permet d'assurer une communication régulière avec une puissance de seulement 1 kW à 1,5 kW. Un autre inconvénient de l'utilisation générale des ondes longues pour les distances moyennes et faibles est l'encombrement important de l'éther dans la gamme de ces ondes. Enfin, il faut encore noter que les stations locales de radiodiffusion peuvent gêner considérablement la réception, puisque la plupart d'entre elles émettent également sur ondes longues.

A cause de ces brouillages, l'utilisation des ondes longues n'est même souvent possible qu'à la condition de placer le poste récepteur à une assez grande distance des stations de radiodiffusion, ce qui nécessite la pose de câbles de grande longueur entre le poste récepteur et le bureau, et augmente le prix de toute l'installation.

Si l'on considère la possibilité de maintenir la communication sur ondes courtes à n'importe quelle heure du jour ou de la nuit, grâce

au changement de la longueur d'onde, on doit reconnaître qu'il est préférable d'utiliser les ondes courtes pour les distances de 100 à 1 000 kilomètres.

Ondes courtes. — Si la liaison sur ondes courtes à grandes distances dispose actuellement de données expérimentales nombreuses et d'une grande expérience, il en est tout autrement quand il s'agit de l'utiliser à des distances moyennes et faibles; la littérature technique est assez pauvre à ce sujet.

On sait que lorsque l'onde électromagnétique passe dans la couche ionisée, les électrons de celle-ci entrent en oscillation sous l'influence du champ électromagnétique alternatif. Les périodes des oscillations des ondes longues sont plus grandes que les intervalles de temps entre les chocs des molécules d'air, d'où il résulte des pertes en watts de l'énergie électromagnétique. Les oscillations des électrons pendant la propagation des ondes courtes s'effectuent sans chocs avec les molécules d'air, grâce à quoi l'onde courte se propage dans la couche ionisée sans pertes et est réfléchie vers le sol, où elle revient après avoir parcouru de grandes distances. Entre le sol et la couche ionisée l'onde électromagnétique suit une direction rectiligne, tandis que le trajet qu'elle parcourt dans la couche ionisée dépend de l'angle d'incidence et de la profondeur de sa pénétration dans cette couche. Il a été établi que l'onde qui porte le plus loin est celle qui parcourt le trajet le plus long dans la couche ionisée. En effet l'angle d'incidence de cette onde est l'angle limite, c'est-à-dire l'angle de réflexion totale. C'est pourquoi les ondes dont l'angle d'incidence est inférieur à cet angle limite reviennent au sol à des distances moindres de l'émetteur. Il est à noter que l'angle d'inclinaison du rayon dépend considérablement de la longueur d'onde : plus l'onde est courte, plus l'angle d'inclinaison diminue.

La propagation des ondes courtes est accompagnée du phénomène des « zones mortes » : à mesure que l'on s'éloigne de l'émetteur, la réception des signaux s'affaiblit et enfin disparaît complètement, pour reparaître de nouveau plus loin. L'étendue de la zone morte est d'autant plus grande que l'onde est plus courte; elle dépend aussi de la concentration des électrons dans la couche ionisée. Cela explique la plus grande étendue nocturne de la zone

morte d'une même onde, l'ionisation de l'atmosphère étant plus faible pendant la nuit.

La principale difficulté du problème de la liaison sur ondes courtes pour des distances de 100 à 1 000 kilomètres est le choix de la longueur d'onde et la détermination de la puissance nécessaire à l'émetteur. Pour les grandes distances, on choisit ordinairement la longueur d'onde d'après la méthode d'Eckersley, mais en ce qui concerne le choix de la longueur des ondes courtes pour les distances de 100 à 1 000 kilomètres il n'existe guère de méthode précise de calcul, et, dans la plupart des cas, on ne se base que sur son expérience personnelle.

De nombreux essais ont été consacrés à l'étude de la propagation des ondes courtes à faibles distances; les plus importants sont ceux de R. Bureau en France, ceux de l'Institut des Recherches aérotechniques de Varsovie, et ceux d'Edes en Chine. De leur examen il résulte que les ondes courtes se propagent d'après les lois

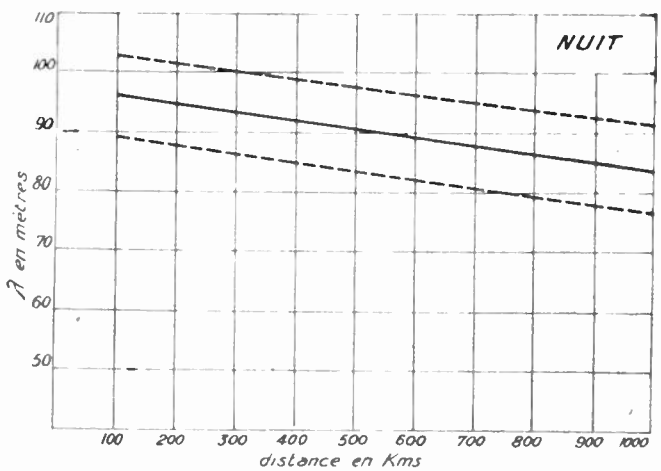

Fig. 1.

énoncées plus haut, c'est-à-dire que plus l'onde est courte, plus sa portée est grande et que cette relation est linéaire. Edes est arrivé à des conclusions analogues. Il est vrai que cette relation linéaire se trouvait parfois en défaut, mais elle reparaissait de nouveau quand on augmentait la puissance de l'émetteur. La liaison régulière radiotéléphonique et radiotélégraphique sur ondes courtes à faibles distances a confirmé la justesse de ce point de vue. Ces

observations et les données de l'exploitation nous permettent de représenter cette propagation par les graphiques des figures 1 et 2.

Les lignes pointillées supérieure et inférieure correspondent à la plus longue et à la plus courte des ondes qui limitent la gamme de la liaison; les lignes continues indiquent l'onde optimum.

En ce qui concerne le choix de la puissance nécessaire pour un émetteur travaillant dans un rayon de 1 000 kilomètres, l'expérience a montré qu'un émetteur d'un kilowatt assure le trafic téléphonique permanent des vingt-quatre heures, à condition de passer, en temps utile, de l'onde de jour à l'onde de nuit, et inversement. Une puissance de 150 watts suffit pour la télégraphie.

Les puissances mentionnées ci-dessus sont indiquées pour les

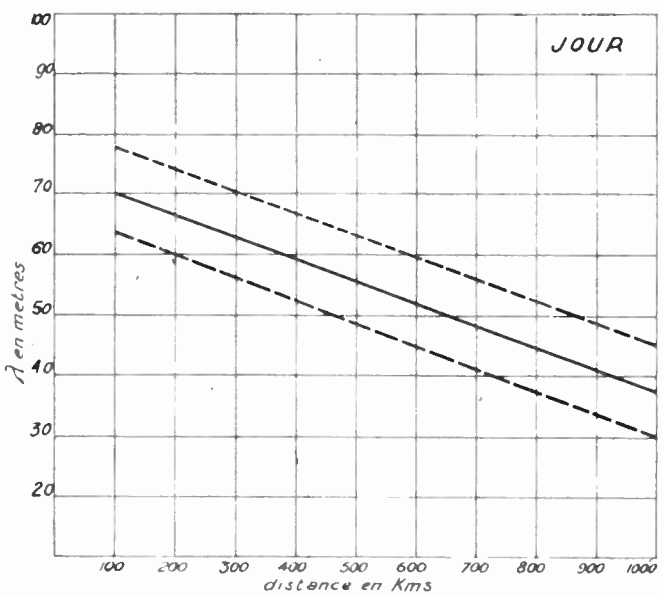

Fig. 2.

distances maxima; pour des distances moindres (de 100 à 400 kilomètres) elles peuvent être abaissées à 0,6 ou 0,7 kilowatt pour la téléphonie, et à 100 ou 120 watts pour la télégraphie.

Il n'est pas impossible de réaliser la communication en ne se servant que des puissances couramment utilisées par les amateurs, mais alors, si les conditions de propagation sont défavorables, la liaison n'est pas assurée régulièrement. L'expérience a montré que

pour obtenir, dans de telles conditions, une liaison régulière et de bonne qualité pendant vingt-quatre heures, le seul recours se trouve dans l'augmentation de la puissance.

Outre les graphiques de propagation pour la détermination de la meilleure onde de jour, on peut proposer la formule empirique

$$\lambda = 74{,}24 - 0{,}036\, l$$

où λ est la longueur d'onde en mètres et l la distance en kilomètres; et, pour la liaison pendant la nuit,

$$\lambda = 97 - 0{,}013\, l.$$

Ces deux formules sont exactes pour les distances de 100 à 1 000 kilomètres, et s'accordent bien avec les expériences de transmission. Les longueurs d'onde déterminées par ces formules donnent la meilleure liaison; mais cela ne signifie pas que la communication devienne impossible si l'on s'écarte des valeurs calculées. Elle peut être réalisée dans la gamme dont la limite supérieure est $\lambda + 7$ m et la limite inférieure $\lambda - 7$ m, λ étant la longueur d'onde déterminée au moyen des formules ci-dessus.

V. Kolesnikov.